

Incertezas teóricas em testes do Princípio Cosmológico

Caroline Guandalin

University of Edinburgh

Queen Mary University of London

Resumo

Estudos recentes encontraram discrepâncias na nossa velocidade peculiar, derivada do nosso movimento em relação à radiação cósmica de fundo (RCF) e à distribuição da matéria em grandes escalas. Isso desafia o Princípio Cosmológico, um conceito fundamental que sugere que a nossa velocidade deve permanecer consistente tanto na RCF como nos referenciais da matéria. Este trabalho explora a função de luminosidade (FL) dos quasares, que descreve como esses objetos estão distribuídos em termos de distância e brilho. Discutirei como diferentes modelos para a FL dos quasares impactam nas estimativas teóricas do dipolo cinemático e como ignorar a mudança no brilho do quasar ao longo do tempo pode levar a resultados diferentes para nossa velocidade peculiar.

Abstract

Recent studies have found discrepancies in our peculiar speed, derived from our motion relative to the cosmic microwave background and the distribution of matter on large scales. This challenges the Cosmological Principle, a fundamental concept that suggests that our speed should remain consistent in both the cosmic microwave background and the frames of reference of matter. This work explores the luminosity function of quasars, which describes how these objects are distributed in terms of distance and brightness. I will discuss how different models for the luminosity function of quasars impact theoretical estimates of the kinematic dipole and how ignoring the change in quasar brightness over time can lead to different results for our peculiar velocity.

Palavras-chave: cosmologia, quasares, velocidade peculiar

Keywords: cosmology, quasars, peculiar velocity

DOI: [10.47456/Cad.Astro.v5nEspecial.44955](https://doi.org/10.47456/Cad.Astro.v5nEspecial.44955)

A relevância do Princípio Cosmológico

A Cosmologia como ciência se propõe a estudar modelos baseados em teorias físicas para o Universo, procurando entender como as hipóteses feitas para o universo primitivo (quais eram os componentes que preenchiam o universo e as teorias físicas que regem a sua dinâmica) evoluíram nas estruturas que observamos hoje. Esses modelos são comparados com observações particulares do universo observável, valendo-se, por exemplo, da luz emitida por fontes tais como as galáxias. Se observamos algo em conflito com as hipóteses do nosso modelo, devemos então tentar determinar o que falhou.

A descrição física dos modelos cosmológicos solidificou-se após o desenvolvimento da Relatividade Geral, sendo esta a melhor teoria para a gravitação que temos até o momento. A teoria pode ser

resumida pelas equações de Einstein,

$$G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu}, \quad (1)$$

as quais descrevem a dinâmica do campo gravitacional através da métrica $g_{\mu\nu}$ e da matéria (sendo esta última descrita pelo tensor de energia-momento $T_{\mu\nu}$).

As equações de Einstein (Equação 1) não são fáceis de resolver; contudo, soluções analíticas podem ser obtidas uma vez que algumas hipóteses são feitas para a métrica e para a distribuição de matéria. Na cosmologia, assume-se comumente o Princípio Cosmológico, o qual restringe $g_{\mu\nu}$ e $T_{\mu\nu}$ para um universo cuja distribuição de matéria e radiação é espacialmente homogênea e isotrópica. Podemos então resolver a Equação (1) para um universo que idealmente satisfaz tais critérios. Outra hipótese que pode ser feita é a do Princípio Cosmológico Perfeito, que além de assumir um universo espacialmente

homogêneo e isotrópico, considera-se também isotropia temporal, ou seja, um universo imutável. Esta hipótese era assumida no modelo de estado estacionário (do inglês, *steady-state model*) [1].

Como a principal abordagem da cosmologia observacional é utilizar observações feitas no nosso cone de luz passado para determinar a geometria do universo e sua composição, através da comparação com algum modelo, o Princípio Cosmológico torna-se uma hipótese crucial, dado que este é assumido no primeiro passo para a derivação das equações que regem a dinâmica da evolução do universo. Portanto, testar a sua validade é imprescindível para a Cosmologia: se tal hipótese não se sustentar, teremos um número enorme de outras possibilidades para descrever a estrutura do espaço-tempo.

Radiação cósmica de fundo

Uma das observações mais surpreendentes que temos do nosso cone de luz passado é a radiação cósmica de fundo em micro-ondas (RCF), a qual nos permitiu excluir modelos de estado estacionário, favorecendo modelos com Big Bang: ela pode ser interpretada como consequência direta de um universo primitivo muito denso e quente que, ao se expandir e resfriar, possibilitou que átomos de hidrogênio neutro se formassem. Com a formação desses átomos, o universo que antes era opaco, devido ao espalhamento constante dos fótons pelos elétrons que constituíam o plasma quente que permeava o universo, tornou-se transparente à radiação, dando origem à superfície de último espalhamento. Porque os fótons interagiam constantemente com as partículas carregadas do plasma primordial, esses fótons estavam, aproximadamente, em *equilíbrio térmico*. Assim, quando os átomos neutros se formam, esses fótons desacoplam da matéria e passam a se propagar pelo universo. Observamos que as características físicas desse “banho térmico” concordam com as previsões obtidas a partir dos nossos conhecimentos de física nuclear, mecânica quântica e relatividade geral.

A densidade de energia para fótons em equilíbrio térmico, com frequência entre ν e $\nu + d\nu$, é descrita pelo espectro de corpo negro de Planck [2]:

$$u(\nu) d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu d\nu}{e^{h\nu/k_B T(\nu, \hat{n})} - 1}, \quad (2)$$

onde $T(\nu, \hat{n}) = T_0$ é a temperatura de um corpo negro perfeito (i.e., independe da frequência e direção de

observação \hat{n} no céu), h é a constante de Planck, c é a velocidade da luz no vácuo e k_B é a constante de Boltzmann.

Para um universo aproximadamente homogêneo e isotrópico, podemos considerar pequenas perturbações em torno da temperatura média T_0 : $T(\nu, \hat{n}) = T_0 + \delta T(\nu, \hat{n})$. Decompondo o mapa das flutuações de temperatura $\delta T(\nu, \hat{n})$ em termos dos harmônicos esféricos $Y_{\ell m}(\hat{n})$,

$$\frac{\delta T(\nu, \hat{n})}{T_0} = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m}(\nu) Y_{\ell m}(\hat{n}). \quad (3)$$

Termos que não dependem das componentes angulares, e.g., T_0 ou uma perturbação que depende apenas da frequência dos fótons $\delta T(\nu)$, contribuem para o *monopolo* a_{00} ($\ell = 0, m = 0$) da RCF, preservando sua homogeneidade e isotropia.¹ Na Figura 1 (a), está ilustrada a representação do espectro de corpo negro perfeito da RCF, com temperatura $T_0 \approx 2.7$ K observada em todas as direções do céu. Já os termos que dependem de \hat{n} são responsáveis pelas anisotropias observadas: por exemplo, $\delta T(\hat{n})$ representa as contribuições oriundas de pequenas perturbações presentes nas condições iniciais do universo, tais como aquelas descritas por modelos inflacionários (Figura 1, d).

O referencial da RCF

As anisotropias da RCF podem ser observadas ao analisarmos as diferenças de temperaturas em diferentes partes do céu, como feito pelos satélites COBE (Figura 1, b, c e d), WMAP² e Planck³. A maior contribuição corresponde a um dipolo a_{10} , que descreveremos em maiores detalhes na Seção 1.1, da ordem de 3.3 mK (Figura 1, b). Esse dipolo é mostrado na Figura 1 (b).

Chegamos então em um conceito fundamental para este trabalho: o referencial da RCF. Se partirmos da hipótese de que o universo é homogêneo e isotrópico, podemos assumir que o dipolo observado (Figure 1, b) é devido ao movimento do sistema solar com relação à matéria distante (e.g., o sistema solar orbita os braços da Via Láctea, que orbita o Grupo Local, o

¹Uma área muito promissora da cosmologia se propõe a analisar as flutuações em torno do corpo negro perfeito, dadas pela contribuição $\delta T(\nu)$. Essas perturbações são denominadas *distorções espectrais* [3].

²<https://map.gsfc.nasa.gov/>

³https://www.esa.int/Science_Exploration/Space_Science/Planck

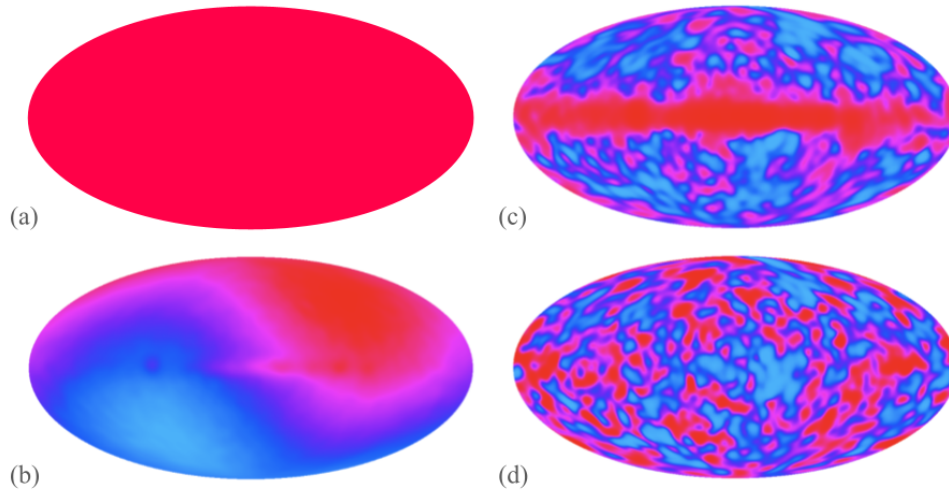


Figura 1: Temperatura do espectro da radiação cósmica de fundo em micro-ondas obtida pelo satélite COBE durante os primeiros dois anos (1990–1992) de observação do Radiômetro Diferencial de Microondas (RDM), para combinações lineares de mapas em diferentes frequências. (a) Representação dos dados do RDM para a temperatura de 2.7 K. (b) Mapa na escala de μK , deixando visível o dipolo devido à velocidade peculiar do sistema solar. (c) Mapa corrigido para o termo do dipolo. (d) Mapa corrigido para remover a contribuição da nossa galáxia, a qual é visível no centro das imagens (b) e (c). [Crédito: NASA/COBE Science Team].

qual por conseguinte se move em direção ao superaglomerado de Virgem). Dessa forma, ao subtrairmos essa contribuição, chegamos ao referencial no qual a temperatura da RCF é praticamente a mesma, em todas as direções, a menos de pequenas anisotropias da ordem de 10^{-5} K. Portanto, podemos definir o referencial da RCF como sendo aquele onde as perturbações na temperatura dos fótons são descritos, o mais próximo possível, por um campo aleatório Gaussiano (imagens à direita na Figura 1) [4]. Logo, somos capazes de inferir qual é a nossa velocidade peculiar v com relação a esse referencial.

Portanto, se o Princípio Cosmológico vale no Universo real, então homogeneidade e isotropia implicam que a nossa velocidade com relação a galáxias distantes, v_g , e outros objetos tais como quasares (ver Seção 2), deve ser a mesma da velocidade inferida através do dipolo da RCF, v_{RCF} , tanto em direção, quanto em módulo.

Neste trabalho, discutiremos em mais detalhes esse teste particular do Princípio Cosmológico, ou seja, a concordância entre v_g e v_{RCF} . Na Seção 1 detalharemos como o termo de dipolo aparece tanto no referencial da RCF, quanto no referencial da matéria; na Seção 2 introduziremos o conceito de função de luminosidade (FL), focando na FL dos quasares e, na Seção 3, discutiremos como incertezas na modelagem da FL pode impactar o teste do Princípio Cosmológico aqui considerado [5].

gico aqui considerado [5].

1 Dipolo cinemático

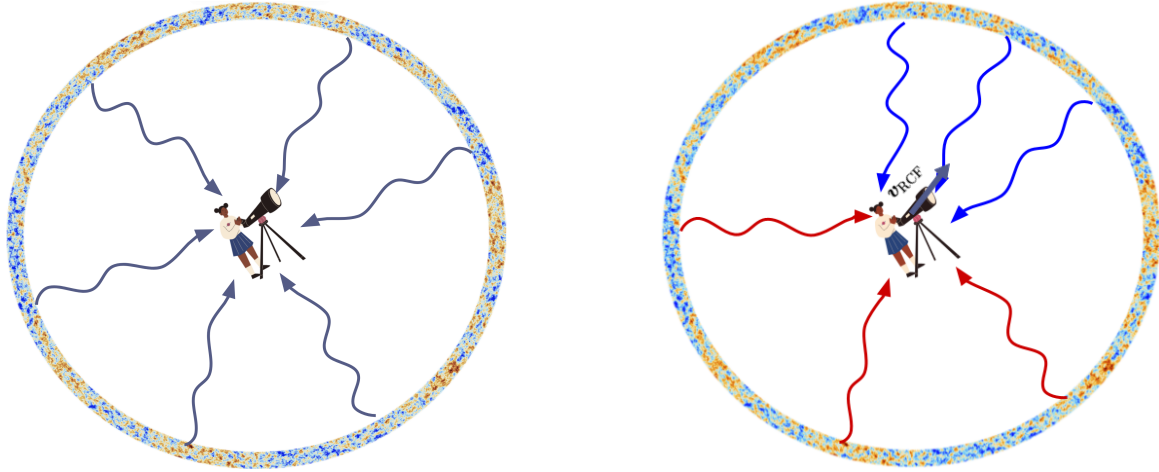
1.1 Efeito da velocidade do observador nos fótons da radiação cósmica de fundo

O dipolo discutido na seção anterior corresponde a uma modulação do mapa de temperaturas por um fator $\beta \cos \theta$ (em primeira ordem de v_{RCF}/c):

$$T_{\text{obs}}(\hat{n}_{\text{obs}}) = T_{\text{res}}(\hat{n}_{\text{res}})(1 + \beta \cos \theta), \quad (4)$$

onde θ é o ângulo entre a direção de observação e a velocidade peculiar de quem se move com relação aos fótons da RCF, $\cos \theta = \hat{n} \cdot \hat{v}_{\text{RCF}}$, e $\beta = v_{\text{RCF}}/c$. Chamamos de T_{res} e \hat{n}_{res} a temperatura e direção de emissão dos fótons no referencial onde a observadora está em repouso (Figura 2a). Com o dipolo medido pela colaboração Planck [6], cuja amplitude é $3362.08 \pm 0.99 \mu\text{K}$, estima-se que nos movemos com velocidade $v_{\text{RCF}} = 369.82 \pm 0.11 \text{ km/s}$ na direção $(l, b) = (264.021 \pm 0.011, 48.253 \pm 0.005)^\circ$, onde l e b são, respectivamente, a longitude e latitude em coordenadas galácticas.

Podemos entender esse fenômeno em termos de dois efeitos da relatividade restrita. O primeiro de-



(a) Observadora em repouso com relação ao referencial da radiação cósmica de fundo, i.e., os fótons estão isotropicamente distribuídos e possuem a mesma temperatura T_{obs} quaisquer que sejam as direções de observação \hat{n}_{obs} .

(b) Observadora se movendo com velocidade v_{RCF} com relação ao referencial da radiação cósmica de fundo. Os efeitos Doppler e de aberração são responsáveis pelo avermelhamento dos fótons apostos ao movimento e alteração nos ângulos, respectivamente.

Figura 2: Exemplo do efeito da velocidade de uma observadora nos fótons que são homogêneos e isotrópicos no referencial onde ela está em repouso. Isso define o referencial da RCF: subtrai-se o termo de dipolo a fim de se obter o referencial mais homogêneo e isotrópico possível.

les é o efeito Doppler na frequência dos fótons,

$$v_{\text{obs}} = v_{\text{res}} \frac{1 + \beta \cos \theta}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (5)$$

tal que, para $\beta \ll 1$,

$$v_{\text{obs}} \approx v_{\text{res}} (1 + \beta \cos \theta). \quad (6)$$

Ou seja, os fótons no extremo oposto (alinhados) à direção de movimento da observadora sofrem desvio para o vermelho (azul), o que diminui (aumenta) a temperatura. Esse efeito está representado na Figura 2b), onde a observadora possui velocidade v_{RCF} (por exemplo, com a amplitude e direção medidas pela colaboração Planck): fótons observados com uma linha de visada que se alinha à velocidade, $\cos(\theta = 0) = 1$, possuem máximo desvio para o vermelho, enquanto aqueles observados na direção oposta, $\cos(\theta = 180^\circ) = -1$, possuem o maior avermelhamento.

O segundo efeito é o de aberração nos ângulos,

$$d\Omega_{\text{obs}} = \frac{1 - \beta^2}{(1 + \beta \cos \theta)^2} d\Omega_{\text{res}}, \quad (7)$$

que faz ângulos sólidos observados $d\Omega$ parecerem menores na direção de propagação da observadora, portanto, uma convergência dos fótons. Considerando o termo de primeira ordem em β ,

$$d\Omega_{\text{obs}} = (1 - 2\beta \cos \theta) d\Omega_{\text{res}}. \quad (8)$$

Isso está representado na Figura 2b) através da maior concentração de fótons na direção do movimento da observadora e uma densidade menor de fótons no sentido oposto ao movimento (compare com a distribuição angular representada na Figura 2a).

Aplicando esses efeitos Doppler e de aberração na densidade numérica dos fótons da RCF,

$$n(v, \theta) = \frac{u(v) dv d\Omega}{h\nu} = \frac{2v^2}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1}, \quad (9)$$

é possível demonstrar o resultado da Equação (4) [7].

1.2 Efeito da velocidade do observador nos fótons de fontes de rádio: a fórmula de Ellis-Baldwin

Dado que as observações de galáxias requerem a detecção de fótons, a contagem numérica desses objetos também é afetada pelo efeito Doppler e de aberração angular.

Suponha que a densidade de fluxo de fontes de rádio é uma lei de potências da forma

$$S(v_{\text{res}}) \propto v_{\text{res}}^{-\alpha}, \quad (10)$$

onde α é denominado índice espectral. Essa quantidade representa a potência dos fótons incidentes no detector, por unidade de área e de frequência, ou seja, $[S] = \text{W}/\text{m}^2/\text{Hz}$. Portanto, o efeito Doppler na frequência contribuirá como

$$S_{\text{obs}}(v_{\text{obs}}) = S_{\text{res}}(v_{\text{res}}) (1 + \beta \cos \theta)^{\alpha+1} \quad (11)$$

Finalmente, supondo que os fótons são emitidos isotropicamente pelas fontes,

$$\left(\frac{dN}{d\Omega}\right)_{\text{res}} \propto S_{\text{res}}^{-x}, \quad (12)$$

temos que

$$\left(\frac{dN}{d\Omega}\right)_{\text{obs}} = \left(\frac{dN}{d\Omega}\right)_{\text{res}} (1 + \beta \cos \theta)^{x(1+\alpha)} \frac{d\Omega_{\text{res}}}{d\Omega_{\text{obs}}}, \quad (13)$$

de forma que, em primeira ordem em β ,

$$\left(\frac{dN}{d\Omega}\right)_{\text{obs}} = \left(\frac{dN}{d\Omega}\right)_{\text{res}} (1 + \mathcal{D}_{\text{EB}} \beta \cos \theta), \quad (14)$$

onde

$$\mathcal{D}_{\text{EB}} = 2 + x(1 + \alpha). \quad (15)$$

Este resultado foi obtido pela primeira vez por George Ellis e John Baldwin, em 1984 [8]. Note que, diferentemente da RCF, a modulação do dipolo depende das propriedades x e α das fontes, as quais foram tomadas como constantes para todos os redshifts.

Diferentes grupos [9–17] aplicaram a Equação (15) para extrair a velocidade relativa do dipolo medido através de levantamentos de fontes de rádio, com a conclusão de que a direção do dipolo é normalmente consistente com aquela obtida através da RCF, mas o módulo da velocidade peculiar é significativamente maior. Contudo, vale ressaltar que, além de fixar α e x em redshift, esses trabalhos não levam em conta a dispersão dos valores para diferentes objetos do catálogo utilizado, assumindo apenas um valor médio $\bar{\alpha}$ e \bar{x} para toda a amostra.

1.3 Efeitos de evolução das fontes com o redshift: uma alternativa à fórmula de Ellis-Baldwin

Em todos os resultados obtidos ao empregar a Equação (15), o dipolo é medido e então \mathcal{D}_{EB} é utilizado para extrair a velocidade peculiar através da Equação (14). No entanto, \mathcal{D}_{EB} não leva em conta nenhuma forma de informação radial (redshift): este fator pode ser pensado como uma projeção radial do dipolo tridimensional. Em termos do redshift, pode-se mostrar que [18, 19]

$$\mathcal{D}_{3\text{D}} = 2 + \frac{\mathcal{H}'(z)}{\mathcal{H}^2(z)} + \frac{2}{r(z)\mathcal{H}(z)} - \frac{5s(z)}{r(z)\mathcal{H}(z)} - b_e(z). \quad (16)$$

Os três primeiros termos à direita são puramente cosmológicos, r é a distância comóvel ao longo da

linha de visada, e os dois últimos termos contêm os vieses de magnificação (s) e evolução (b_e), os quais, assim como x e α , também dependem da amostra. De fato, x e s são a mesma quantidade, a menos de um fator multiplicativo:⁴

$$s = \frac{2}{5}x \quad (17)$$

O fator dipolo bidimensional pode ser então encontrado projetando a Equação (16) ao longo da direção radial [19]:

$$\mathcal{D} = \int_0^\infty dz f(z) \mathcal{D}_{3\text{D}}(z), \quad (18)$$

onde $f(z)$ é a densidade numérica de fontes normalizada, i.e., $\int dz f(z) = 1$ no intervalo de redshifts considerado para análise. Obtém-se então

$$\mathcal{D} = \mathcal{D}_{\text{cosmo}} + \mathcal{D}_{\text{mag}} + \mathcal{D}_{\text{evol}}, \quad (19)$$

onde

$$\mathcal{D}_{\text{cosmo}} = \int_0^\infty dz f(z) \left[2 + \frac{2}{r(z)\mathcal{H}(z)} + \frac{\mathcal{H}'(z)}{\mathcal{H}^2(z)} \right], \quad (20)$$

$$\mathcal{D}_{\text{mag}} = -2 \int_0^\infty dz f(z) \frac{x(z)}{r(z)\mathcal{H}(z)}, \quad (21)$$

$$\mathcal{D}_{\text{evol}} = - \int_0^\infty dz f(z) b_e(z). \quad (22)$$

Ou seja, o dipolo observado na contagem do número de quasares depende da distância entre o observador e a fonte. Aqui focamos no cálculo do dipolo como função do redshift, mas o mesmo poderia ser feito para outro indicador de distância (ver, por exemplo, [19]). Uma vez que diferentes formas de calcular a dependência até a distância das fontes são afetadas de maneiras diferentes pela velocidade do observador, ressaltamos que a conexão entre a Equação (15) e (19) não é trivial. Contudo, esta última permite um teste alternativo, com dependências sistemáticas distintas, daquele realizado por Ellis e Baldwin.

2 Função de luminosidade dos quasares

Como vimos na Seção 1.2, o dipolo cinético \mathcal{D} da contagem de objetos, Equação (19), depende do viés

⁴Não entraremos nos detalhes dessa derivação aqui. No entanto, sugerimos a leitura de [19].

de magnificação $s(z)$ e de evolução $b_e(z)$, quantidades que requerem conhecimento da densidade numérica $\bar{n}(z)$ dos objetos contidos na amostra [20]:

$$s(z, M_c) = \frac{\partial \log_{10} \bar{n}(z, M_c)}{\partial M_c}, \quad (23)$$

$$b_e(z, M_c) = -\frac{\partial \ln \bar{n}(z, M_c)}{\partial \ln(1+z)}, \quad (24)$$

onde M_c é a magnitude de corte, ou seja, o limite que o telescópio é capaz de observar. Objetos menos brilhantes do que esse corte não são observados por limitação instrumental.

Uma forma de determinar $\bar{n}(z)$ é através da função de luminosidade Φ , a qual descreve a abundância de objetos por intervalo de luminosidade L , ou magnitude absoluta M , e por volume comóvel V :⁵

$$dN = \Phi(M) dM dV = \Phi(L) d(-L) dV. \quad (25)$$

Portanto,

$$\bar{n}(z, M_c) = \int_{-\infty}^{M_c} dM \Phi(z, M) \quad (26)$$

é a densidade comóvel de objetos.

Traçando um paralelo com a Equação (9), vemos que a função de luminosidade Φ se propõe a descrever a distribuição de objetos no universo. Contudo, diferentemente do caso dos fótons, onde a distribuição é dada pela Lei de Planck, para galáxias, e outros objetos luminosos, a falta de uma descrição com base em princípios físicos fundamentais nos permite obter Φ apenas de forma empírica.⁶

Como mencionado na introdução, talvez a forma mais conhecida de observação na cosmologia é a detecção da luz emitida por estrelas, gás e poeira contidas em galáxias, sendo elas o traçador mais comum o campo de matéria escura do universo. Contudo, o buraco negro central de algumas galáxias é uma fonte de raios-X e raios- γ . Dizemos que, nesses casos, tais galáxias possuem um núcleo ativo (do inglês, *active galactic nuclei*, ou AGNs). Dependendo do ângulo de observação, o ANG recebe diferentes nomes, sendo um deles quasar, ou “objeto quase-estelar” (do inglês,

quasi-stellar object, ou QSOs), que será amplamente utilizado no que se segue. Esta denominação veio das primeiras observações na década de 1960 de objetos que pareciam pontuais como estrelas. Os quasares compõem a classe mais brilhante de núcleos ativos conhecida e, portanto, podem ser observados a grandes distâncias, sendo excelentes fontes para estudar cosmologia.⁷

Pela possibilidade de explorarmos enormes volumes do universo, a altos redshifts, com os quasares, consideraremos esses objetos como traçadores para estudarmos o teste do Princípio Cosmológico de interesse.

A FL pode ser obtida com levantamentos de quasares e galáxias através da detecção desses objetos em diferentes comprimentos de onda (e.g., no óptico, em rádio, infravermelho, raios-X e ultravioleta). Não entraremos em detalhes sobre como essas medidas são feitas, pois isso vai além do escopo deste trabalho, mas recomendamos a leitura de [23] e [24].

A contagem do número de quasares e galáxias tem duas fontes principais de incerteza: objetos muito brilhantes são raros e, portanto, difíceis de serem observados; já objetos menos brilhantes são difíceis de serem observados a altos redshifts e, portanto, tendemos a ter um elevado número de observação desses objetos no universo mais próximo. Isso afeta as incertezas na determinação da FL, de forma que ambas as extremidades brilhante e fraca de Φ são suscetíveis a grandes incertezas. Isso nos leva à adoção de uma lei de potência dupla adequada para a densidade espacial dos quasares [25–28]:

$$\Phi(z, M_g) = \frac{\Phi_*}{10^{0.4(a+1)(M_g - M_*)} + 10^{0.4(b+1)(M_g - M_*)}}. \quad (27)$$

Aqui, Φ_* é um fator de normalização relacionado à densidade numérica característica dos quasares, M_* é a magnitude característica (associada com a luminosidade característica), a e b descrevem, respectivamente, o comportamento das extremidades brilhantes e fracas, e

$$M_g(z) = m_g - \mu(z) - [K(z) - K(z=2)] \quad (28)$$

é a magnitude absoluta correspondente a magnitude aparente m_g observada na banda g corrigida pelo fator K [27, 29]:

$$K(z) = -2.5(1 + \alpha_v) \log_{10}(1+z), \quad \alpha_v \simeq -0.5. \quad (29)$$

⁷Veja [22] para uma revisão sobre o tema.

⁵O sinal negativo vem da relação entre magnitude e luminosidade: $M = -2.5 \log_{10} \left(\frac{L}{L_{\text{ref}}} \right) \Rightarrow dM = -\frac{2.5}{\ln 10} \frac{dL}{L}$.

⁶Para um trabalho interessante conectando a função de luminosidade com o modelo de halos, ver [21]. Apesar de se aproximar mais de uma derivação de primeiros princípios, o modelo de halos em si requer não é unificado e também requer ajustes empíricos baseados em observações e simulações.

Essa correção é aplicada às magnitudes observadas para levar em conta o fato de que as cores podem ser mais avermelhadas devido à expansão do universo, ou mais azuladas se os objetos possuírem a componente radial da velocidade peculiar em direção ao detector.

A densidade numérica dos quasares depende do redshift, mas não é um consenso como essa evolução ocorre. Podemos, portanto, considerar diferentes formas de evolução temporal da função de luminosidade. No que segue, mostrarei como diferentes modelos da função de luminosidade dos quasares impactam as estimativas teóricas do dipolo cinemático \mathcal{D} .

2.1 Modelos para a função de luminosidade

Exploraremos apenas os dois modelos para a função de luminosidade dos quasares, que estão descritos a seguir. Contudo, no trabalho original [5], são considerados mais quatro modelos para Φ .

2.1.1 Evolução na luminosidade (modelo PLE)

Neste modelo, a função de luminosidade evolui unicamente através de uma evolução em redshift na magnitude M_* [25, 29]:

$$M_*(z) = M_*(z_p) - 2.5 [k_1(z - z_p) + k_2(z - z_p)^2]. \quad (30)$$

Primeiros estudos mostraram uma preferência por esse modelo; contudo, dados que mapearam redshifts $z \gtrsim 2$ revelaram desvios do modelo para $z_p = 0$. Portanto, as inclinações das extremidades brilhantes e fracas podem variar para redshifts baixos ($z_l < z_p$) e altos ($z_h > z_p$), $a_{\{l,h\}}, b_{\{l,h\}}$, assim como k_1 e k_2 . Consideraremos o redshift pivô $z_p = 2.2$. Neste caso, temos 10 parâmetros livres que devem ser ajustados às observações: $\{a_l, b_l, a_h, b_h, k_{1,l}, k_{2,l}, k_{1,h}, k_{2,h}, M_*(z_p), \log_{10} \Phi_*\}$.

2.1.2 Evolução na densidade e luminosidade (modelo LEDE)

Consideramos também o caso em que tanto a luminosidade quanto a densidade numérica variam com o tempo: o chamado modelo Evolução da Luminosidade + Evolução da Densidade (LEDE) [28, 29]. Analisamos este caso particular motivado pelo fato de que a descontinuidade presente no redshift $z_p = 2.2$ é

removida, tornando as grandezas derivadas a partir de Φ contínuas e diferenciáveis.

As evoluções em densidade e magnitude consideradas são, respectivamente,

$$\log_{10} \Phi_*(z) = \log_{10} \Phi_*(z_p) + c_1(z - z_p) + c_2(z - z_p)^2 \quad (31)$$

e

$$M_*(z) = M_*(z_p) + c_3(z - z_p). \quad (32)$$

As extremidades brilhantes e fracas não evoluem em redshift neste caso: $a(z) = a, b(z) = b$. Portanto, este modelo possui 7 parâmetros livres: $\{a, b, c_1, c_2, c_3, \log_{10} \Phi_*(z_p), M_*(z_p)\}$.

2.2 Ajustando os modelos aos dados

Para encontrarmos os parâmetros dos modelos descritos na Seção 2.1, consideramos a maximização da verossimilhança \mathcal{L} para amostrar o espaço de parâmetros. Como a FL é estimada a partir da contagem do número de quasares dentro de cada intervalo de magnitude, seu erro pode ser aproximado como seguindo uma distribuição de Poisson. Sendo assim, [30]

$$\ln \mathcal{L} = \sum_{i,j} \frac{\Delta_{i,j}^2}{\sigma_{i,j}^2}, \quad (33)$$

Nesta equação, $\Delta_{i,j}^2 \equiv 1 - \Phi_\theta(z_i, M_j) / \Phi_{\text{obs}}(z_i, M_j) + \ln[\Phi_\theta(z_i, M_j) / \Phi_{\text{obs}}(z_i, M_j)]$, $\sigma_{i,j}^2 = 1 / N_{\text{obs}}(z_i, M_j)$, Φ_θ é dada pela Equação (27). Finalmente, Φ_{obs} e N_{obs} são, respectivamente, as medidas da FL e a média angular da contagem de quasares em cada intervalo de redshift centrado em z_i e magnitude M_j . Para maximizarmos a Equação (33), utilizamos o método de Monte Carlo via cadeias de Markov (MCMC) implementado no programa emcee [31] com a probabilidade a priori descrita para uma distribuição uniforme.

Na Figura 3, temos os melhores ajustes para a função de luminosidade dos quasares, obtidos a partir de 300000 cadeias de Markov da análise de Monte Carlo. Os dados foram extraídos da Tabela A.1 de [29], fazendo parte do programa *The Extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey* do *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS-IV/eBOSS). Os dados são compostos de oito intervalos de redshift, como pode ser visto nos diferentes painéis da figura.

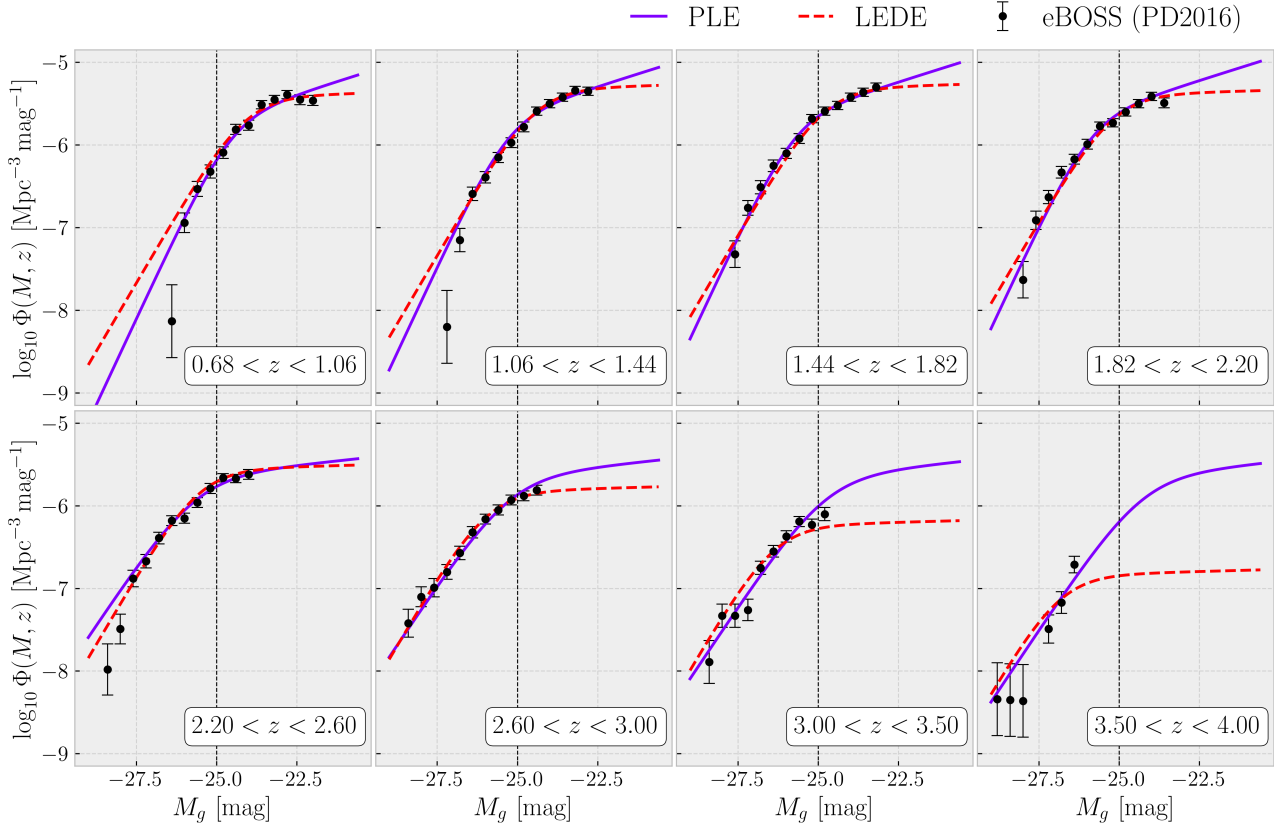


Figura 3: Os melhores ajustes para a função de luminosidade dos quasares (pontos com barras de erro) obtidas através do levantamento eBOSS [29]. Os parâmetros que melhor ajustam os modelos descritos na Seção 2.1 podem ser encontrados na referência original ([5]). A linha tracejada separa a região acima do corte de magnitude limite $M_c = -25$ para o último intervalo de redshift [20].

As linhas tracejadas marcam o corte em magnitude $M_c = -25$ para o último intervalo de redshift. Dados contidos à direita desse limite não serão incluídos nos resultados apresentados na próxima seção. Isso é feito para garantir a homogeneidade da amostra: apenas objetos com $M < M_c$ são incluídos na análise.

3 Propagando as incertezas da FL para o dipolo cinemático

Após obtermos as cadeias de Markov para as quantidades de interesse (mostradas na Figura 4), calculamos o dipolo cinemático esperado.

Na Figura 5, mostramos a amplitude esperada para a modulação dipolar $\mathcal{D}_{\text{VRCF}}$ na contagem de quasares,

$$\left(\frac{dN}{d\Omega}\right)_{\text{obs}} = \left(\frac{dN}{d\Omega}\right)_{\text{res}} \left(1 + \mathcal{D} \frac{v_{\text{RCF}}}{c} \cos \theta\right), \quad (34)$$

calculada através da Equação (19).

Vemos aqui o efeito de considerar os dois modelos aqui discutidos para calcular a amplitude do dipolo cinemático. Obtivemos o valor médio e a região de confiança de 1σ para um subconjunto de 5000 amostras. Finalmente, apresentamos como as linhas tracejadas o efeito de desprezar a evolução em redshift no cálculo da Equação (19), ou seja, tomando

$$s^{\text{eff}} = \int dz f(z) s(z), \quad (35)$$

e

$$b_e^{\text{eff}} = \int dz f(z) b_e(z). \quad (36)$$

Para o caso do modelo PLE, a amplitude é superestimada por mais de 3σ , enquanto que para o caso do modelo LEDE o resultado concorda dentro da região de 1σ .

4 Considerações finais

O princípio cosmológico implica que nossa velocidade peculiar é a mesma estimada através da dis-

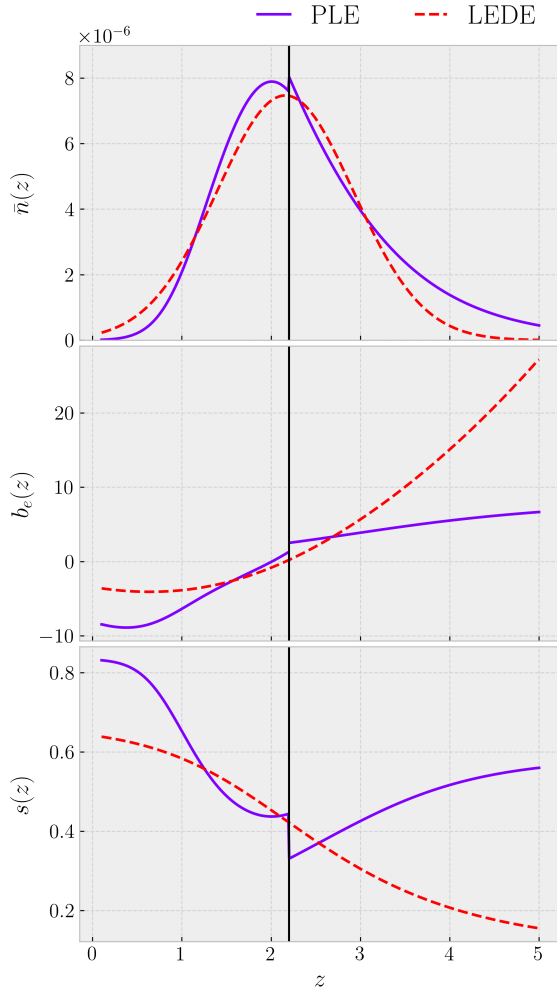


Figura 4: Densidade comóvel de quasares \bar{n} , bias de evolução b_e e magnificação s obtidos através dos modelos PLE e LEDE, com corte de magnitude $M_c = -25$ e assumindo o modelo Λ CDM com parâmetros $h = 0.679$, $n_s = 0.9681$, $\sigma_8 = 0.8154$, $\Omega_m = 0.3065$ e $\Omega_b h^2 = 0.02227$ [29]. A linha sólida vertical marca o redshift pivô, $z_p = 2.2$, necessário no modelo PLE e responsável pela descontinuidade das funções.

tribuição de matéria (galáxias, quasares, etc.) e do dipolo da radiação cósmica de fundo.

Trabalhos recentes têm sugerido uma tensão entre as estimativas dessa velocidade, sugerindo uma possível inconsistência com o princípio cosmológico. O trabalho que melhor quantificou essa tensão é [17], onde o valor obtido ao se utilizar a Equação 15 é da ordem de $\mathcal{D}_{\text{EB}} v_{\text{quasar}}/c \sim 10^{-2}$, em tensão de até 4σ com o valor esperado pela RCF: $\mathcal{D}_{\text{EB}} v_{\text{RCF}}/c \sim 10^{-3}$. Estes trabalhos fazem uso da expressão proposta por George Ellis e John Baldwin para calcular a velocidade com catálogos de quasares e fontes de rádio, sem levar em conta a evolução em redshift.

No entanto, correções que levam em conta a evo-

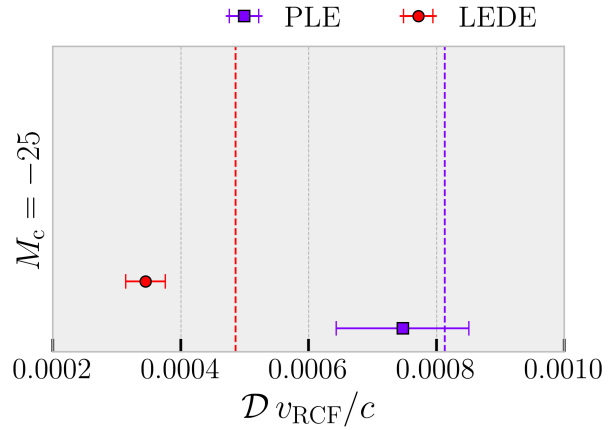


Figura 5: Vínculos de 1σ a amplitude do dipolo cinético dos quasares $\mathcal{D} v_{\text{RCF}}/c$ obtidos através de um subconjunto aleatório de 5000 amostras das cadeias de Markov. As linhas tracejadas são obtidas ao negligenciarmos a evolução em redshift dos vieses de magnificação e evolução (Equação 36). Neste caso, consideramos a projeção das funções de melhor ajuste para $\bar{n}(z)$, $s(z)$ e $b_e(z)$ (mostradas na Figura 4).

lução em redshift do dipolo cinemático podem ser relevantes para esse teste do Princípio Cosmológico. Essas correções envolvem quantidades que dependem da função de luminosidade dos objetos utilizados para o teste em questão. Assim, a evolução temporal desses objetos pode ser então calculada e usada para projetar o dipolo esperado na contagem de objetos.

Neste trabalho, observamos que as estimativas dependem do modelo escolhido para a função de luminosidade dos quasares. Uma consequência é a grande dispersão observada entre os dois modelos: obtemos uma previsão teórica para a amplitude do dipolo totalmente incompatível entre os modelos. Por fim, negligenciar a evolução temporal pode resultar em estimativas enviesadas para a amplitude teórica do dipolo \mathcal{D} (Equação 19) e, por conseguinte, da velocidade peculiar do sistema solar com relação ao referencial dos quasares.⁸

⁸Durante a revisão deste trabalho, o artigo [32] foi publicado no *arXiv* sugerindo que o teste de Ellis-Baldwin (Equação 15) é robusto à evolução em redshift. Frisamos aqui, contudo, que se o teste for feito através de análises tomográficas (em redshift), como proposto na Equação (16), então as incertezas aqui mencionadas devem ser abordadas. O teste em redshifts promove uma análise alternativa ao dipolo, sendo portanto uma forma de compreender se os resultados que estão em tensão com o Princípio Cosmológico são de origem física ou apenas um artefato sistemático.

Agradecimentos

A autora agradece à *UK Science & Technology Facilities Council consolidated grant ST/T000341/1* pelo apoio financeiro e aos seus coautores Jade Piat, Chris Clarkson e Roy Maartens. Agradecimentos especiais à Jade, que conduziu boa parte da pesquisa durante os seis meses do seu estágio de mestrado na Queen Mary University of London. Agradecimentos aos organizadores da segunda edição do evento *As Astrocientistas* e a Charles Dalang por inúmeras discussões.

Os seguintes programas e pacotes foram utilizados extensivamente neste trabalho: `emcee` [31], `CLASS` [33], `numpy` [34], `scipy` [35] e `matplotlib` [36].

Declaração de disponibilidade de dados

Os códigos utilizados neste artigo podem ser solicitados a autora para uso em pesquisa sem fins lucrativos.

Sobre a autora

Caroline Guandalin é uma cientista brasileira formada em Física pela Universidade de São Paulo (caroline.guandalin@roe.ac.uk). Seu mestrado e doutorado em Cosmologia, ambos na mesma instituição, concentraram-se na estrutura em grande escala do Universo, análise de levantamentos de galáxias e vínculos de não-Gaussianidades primordiais. Ela trabalhou como pesquisadora de pós-doutorado na Queen Mary University of London e, atualmente, é pesquisadora associada de pós-doutorado no Instituto para Astronomia (IfA) da Universidade de Edimburgo, localizado no Observatório Real. Ela também faz parte da colaboração Dark Energy Spectroscopic Instrument (DESI), um levantamento espectroscópico de galáxias que criou o maior mapa tridimensional do Universo até o momento.

Referências

- [1] A. H. Guth, *The Inflationary Universe: The quest for a new theory of cosmic origins* (Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, 1997), 1 ed.
- [2] M. Planck, *Sobre a lei de distribuição de energia no espectro normal*, Revista Brasileira de Ensino de Física **22**(4), 538 (2000). Disponível em https://www.sbfisica.org.br/rbef/pdf/v22_538.pdf, acesso em jul. 2024.
- [3] J. Chluba et al., *New horizons in cosmology with spectral distortions of the cosmic microwave background*, *Experimental Astronomy* **51**(3), 1515 (2021).
- [4] O. A. R. Garcia, *Aberration and Doppler on the Cosmic Microwave Background: Kinematical and Intrinsic Effects*, Tese de Doutorado, Universidade Federal do Rio de Janeiro (2016). Disponível em <https://pos.if.ufrj.br/wp-content/uploads/2021/08/Omar-Roldan-Garcia.pdf>, acesso em jun. 2024.
- [5] C. Guandalin et al., *Theoretical systematics in testing the Cosmological Principle with the kinematic quasar dipole*, *The Astrophysical Journal* **953**(2), 144 (2023).
- [6] N. Aghanim et al., *Planck 2018 results-I. Overview and the cosmological legacy of Planck*, *Astronomy & Astrophysics* **641**, A1 (2020).
- [7] P. Peebles e D. T. Wilkinson, *Comment on the anisotropy of the primeval fireball*, *Physical Review* **174**(5), 2168 (1968).
- [8] G. Ellis e J. Baldwin, *On the expected anisotropy of radio source counts*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **206**(2), 377 (1984).
- [9] C. Blake e J. Wall, *Detection of the velocity dipole in the radio galaxies of the NRAO VLA sky survey* (2002). [ArXiv:0203385](https://arxiv.org/abs/0203385).
- [10] C. Gibelyou e D. Huterer, *Dipoles in the sky*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **427**(3), 1994 (2012).
- [11] M. Rubart e D. J. Schwarz, *Cosmic radio dipole from NVSS and WENSS*, *Astronomy & Astrophysics* **555**, A117 (2013).
- [12] P. Tiwari et al., *Dipole anisotropy in sky brightness and source count distribution in radio NVSS data*, *Astroparticle Physics* **61**, 1 (2015).

- [13] S. Ghosh et al., *Probing statistical isotropy of cosmological radio sources using Square Kilometre Array*, *Journal of Astrophysics and Astronomy* **37**(4), 1 (2016).
- [14] J. Colin et al., *High-redshift radio galaxies and divergence from the CMB dipole*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **471**(1), 1045 (2017).
- [15] C. A. Bengaly, R. Maartens e M. G. Santos, *Probing the Cosmological Principle in the counts of radio galaxies at different frequencies*, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2018**(04), 031 (2018).
- [16] N. J. Secrest et al., *A test of the cosmological principle with quasars*, *The Astrophysical Journal Letters* **908**(2), L51 (2021).
- [17] N. J. Secrest et al., *A challenge to the standard cosmological model*, *The Astrophysical Journal Letters* **937**(2), L31 (2022).
- [18] R. Maartens, C. Clarkson e S. Chen, *The kinematic dipole in galaxy redshift surveys*, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2018**(01), 013 (2018).
- [19] C. Dalang e C. Bonvin, *On the kinematic cosmic dipole tension*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **512**(3), 3895 (2022).
- [20] M. S. Wang, F. Beutler e D. Bacon, *Impact of relativistic effects on the primordial non-Gaussianity signature in the large-scale clustering of quasars*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **499**(2), 2598 (2020).
- [21] N. Sabti, J. B. Muñoz e D. Blas, *New roads to the small-scale Universe: measurements of the clustering of matter with the high-redshift UV galaxy luminosity function*, *The Astrophysical Journal Letters* **928**(2), L20 (2022).
- [22] C. Q. A. Silva, *Identificação e redshifts fotométricos para quasares do tipo-I com sistemas de filtros de bandas médias e estreitas*, Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo (2015). Disponível em https://www.teses.usp.br/teses/disponiveis/43/43134/td_e-06012016-185554/pt-br.php, acesso em jul. 2024.
- [23] R. Johnston, *Shedding light on the galaxy luminosity function*, *The Astronomy and Astrophysics Review* **19**(1) (2011).
- [24] C. Q. d. A. Silva, *Redshifts fotométricos de quasares em levantamentos de bandas estreitas*, Tese de Doutorado, Universidade de São Paulo (2021). Disponível em https://www.teses.usp.br/teses/disponiveis/43/43134/td_e-05032021-172936/pt-br.php, acesso em jul. 2024.
- [25] B. J. Boyle et al., *The 2dF QSO Redshift Survey—I. The optical luminosity function of quasi-stellar objects*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **317**(4), 1014 (2000).
- [26] S. M. Croom et al., *The 2dF QSO Redshift Survey—XII. The spectroscopic catalogue and luminosity function*, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **349**(4), 1397 (2004).
- [27] S. M. Croom et al., *The 2dF–SDSS LRG and QSO survey: the QSO luminosity function at $0.4 < z < 2.6$* , *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **399**(4), 1755 (2009).
- [28] N. P. Ross et al., *The SDSS-III baryon oscillation spectroscopic survey: the quasar luminosity function from data release nine*, *The Astrophysical Journal* **773**(1), 14 (2013).
- [29] N. Palanque-Delabrouille et al., *The extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: Variability selection and quasar luminosity function*, *Astronomy & Astrophysics* **587**, A41 (2016).
- [30] L. Pozzetti et al., *Modelling the number density of H α emitters for future spectroscopic near-IR space missions*, *Astronomy & Astrophysics* **590**, A3 (2016).
- [31] D. Foreman-Mackey et al., *emcee: The MCMC Hammer*, *PASP* **125**, 306 (2013). [ArXiv:1202.3665](https://arxiv.org/abs/1202.3665).
- [32] S. von Hausegger, *The expected kinematic matter dipole is robust against source evolution* (2024). [ArXiv:2404.07929](https://arxiv.org/abs/2404.07929).

- [33] D. Blas, J. Lesgourgues e T. Tram, *The Cosmic Linear Anisotropy Solving System (CLASS). Part II: Approximation schemes*, [Journal of Cosmology and Astroparticle Physics](#) **2011**(07), 034 (2011).
- [34] C. R. Harris et al., *Array programming with NumPy*, [Nature](#) **585**(7825), 357 (2020).
- [35] P. Virtanen et al., *SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python*, [Nature Methods](#) **17**, 261 (2020).
- [36] J. D. Hunter, *Matplotlib: A 2D graphics environment*, [Computing in Science & Engineering](#) **9**(3), 90 (2007).